УДК 548.4.001:621.791.052.08:620.179.16

МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ, ФОРМИРОВАНИЯ И ДИАГНОСТИКА НЕПРОВАРА В ПРОЦЕССЕ СВАРКИ. Ч. 2

А.М. Апасов, А.А. Апасов

Юргинский технологический институт Томского политехнического университета
E-mail: adm@ud.tpu.edu.ru

Приведены результаты модельных и экспериментальных исследований процесса зарождения, формирования и развития непровара в процессе сварки. Данные модели позволили в последствие одновременно осуществлять регистрацию непровара в реальном масштабе времени и формировать управляющие сигналы для коррекции параметров режимов сварки.

Расчет энергетического спектра акустической эмиссии от источников зарождения непровара в процессе сварки

Как указывалось ранее [1–4], при мгновенном (импульсном) нагреве границы упругой среды (свариваемых кромок) в ней возникают кратковременные сжимающие и растягивающие напряжения порядка sT_0, которые суммируются с напряжениями, существующими в устье непровара. В результате этого значения амплитуд колебаний атомов в устье непровара превышают предельные, межатомные связи разрываются, и испускается пакет упругих механических волн, который и регистрируется пьезопреобразователями акустической эмиссии, установленными на поверхность недалеко от контролируемого сварного соединения (рис. 1, *а, б, в*).

Следовательно, информативным параметром, наиболее достоверно характеризующим процесс зарождения непровара, является энергетический спектр акустической эмиссии (АЭ), определенный с позиций квантовой теории твердых тел.

В связи с тем, что сварной шов формируется за счет расплавления и кристаллизации металла собственных кромок свариваемых деталей и узлов без присадки, то в первом приближении материал околошовной зоны и сварного шва можно считать однородным и, соответственно, изотропным. Отсюда следует, что расчет энергетического спектра волнового пакета акустической эмиссии можно произвести по методике Тверского [2].

Следует отметить, что энергия тепловых колебаний, запасенная при достижении температуры плавления, является потенциальной энергией сил межатомного взаимодействия. При разрыве межатомных связей эта энергия первоначально переходит в вибрационное возбуждение атомов на поверхности разрыва. Каждый возбужденный атом можно рассматривать как колебание трех линейных осцилляторов. Если W_0 – освобождаемая энергия межатомной связи, то для малых значений амплитуд смещения атомов из положения равновесия полную энергию каждого осциллятора можно найти из выражения

$$\frac{1}{3}W_0 = \frac{1}{2}\gamma\xi^2 + \frac{1}{2}M\dot{\xi}^2. \qquad (1)$$

Первый член в выражении (1) представляет собой потенциальную энергию деформации, где γ – коэффициент квазиупругой силы. Второй член – кинетическая энергия, причем $\dot{\xi}$ – колебательная скорость атома, M – его масса.

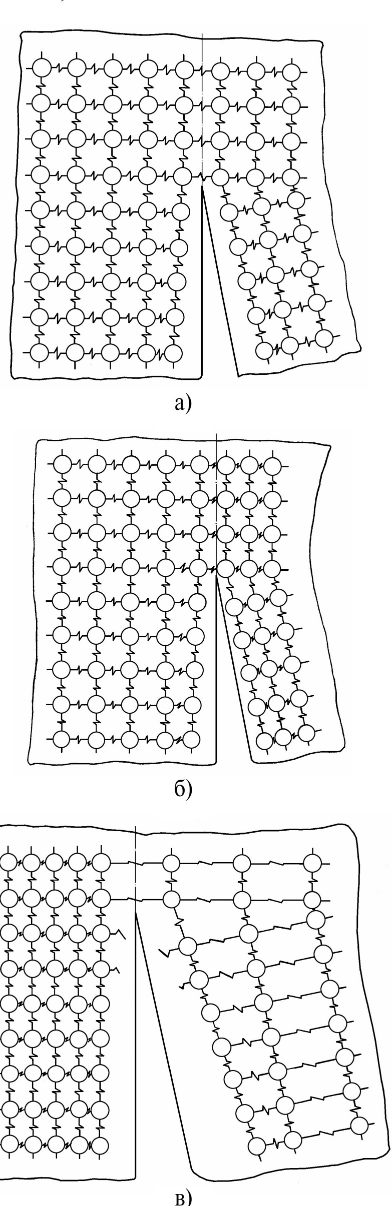


Рис. 1. *Динамическая атомная модель структуры сварного шва, поясняющая физическую природу источников зарождения непровара в процессе сварки*

В системе, совершающей колебания под действием упругих сил, средняя кинетическая энергия равна средней потенциальной. Поэтому

$$\gamma\xi^2 = M\dot{\xi}^2 = \frac{1}{3}W_0.$$

Освобождаемая энергия при разрыве каждой межатомной связи не локализуется на отдельном атоме, а распространяется в виде волны смещения. Для некоторой линейной цепочки атомов в плоскости разрыва можно записать

$$\frac{1}{3}W_0 = \frac{1}{2}\gamma\sum_i(\xi_i - \xi_{i+1})^2 + \frac{1}{2}M\sum_i\dot{\xi}^2. \qquad (2)$$

Здесь суммирование ведется по всем атомам в цепочке. Граничные условия можно представить в виде жесткого закрепления краевых атомов

$$\xi_0 = \xi_{n+1} = 0, \qquad (3)$$

где предполагается, что цепочка содержит N+2 атомов и имеет длину l=(N+2)·a (a – межатомное расстояние).

Представление о характере колебательного процесса можно получить, сравнив его с колебаниями струны, закрепленной на концах. Длина волны такого колебания равна 2l. Поэтому волне смещений можно поставить в соответствие волновое число k=1/(2l). Очевидно, что

$$k_a = \frac{1}{N+2} << 1. \qquad (4)$$

Иначе говоря, от разрыва каждой связи с плоскости разрыва рождается длинноволновое акустическое колебание или фонон.

Известно, что энергия уровней трехмерного осциллятора определяется формулой

$$u(k) = (n + \frac{3}{2})hf, \qquad (5)$$

где hf – энергия одного фонона; h – постоянная Планка; $u(k)$ – энергия n фононов в моде колебаний частоты f, причем n>>1. Для длинноволновых фононов

$$f = \dot{\xi}k,$$

следовательно,

$$u(k) = (n + \frac{3}{2})h\xi k. \qquad (6)$$

Если трехмерные осцилляторы (фононы) исследовать в отдельности от атомов, то получим возможность рассматривать динамические свойства поверхности разрыва как свойства газа осцилляторов, подчиняющегося статистике Максвелла-Больцмана, и получить распределение энергии по частотам в волне упругой разгрузки. Газ осцилляторов обладает энергией E в единице объема и давлением P, которые связаны соотношением

$$E = 3P.$$

Если v – объем, занимаемый одним атомом, то

$$W_0 = Ev.$$

Здесь v=M/ρ; M – масса атома; ρ – плотность материала; M=A/N_A; A – атомная масса; N_A – число Авогадро.

Из закона сохранения энергии следует, что энергия акта АЭ равна внутренней энергии газа осцилляторов

$$W_{АЭ} = PV,$$

где V – объем газа на акт АЭ. Очевидно, что V=2Nv, где 2N – число атомов в двух атомных плоскостях, разрыв связей между которыми рассматривается.

Из (2–4) следует, что

$$W_{АЭ} = \frac{2}{3}W_0N. \qquad (7)$$

В дифференциальной форме

$$dW = \frac{2}{3}W_0dN. \qquad (8)$$

Выражение для полной энергии рассмотренных элементарных возбуждений содержало только члены, квадратичные по смещениям атомов из равновесных положений. В этом приближении фононы независимы и не взаимодействуют между собой. Это состояние нарушается при учете членов более высокой степени в разложении энергии по степеням смещений атомов из положения равновесия. В результате взаимодействия между собой фононы перераспределяются по энергиям и формируется волновой пакет АЭ из-за ангармонических эффектов.

Для описания структуры волнового пакета введем пространство волновых векторов (K-пространство), точка в котором соответствует одному осциллятору с определенным волновым вектором. Размещение осцилляторов в K-пространстве будем характеризовать некоторой функцией $\varphi(k)$ распределения их плотности в K-пространстве.

Число осцилляторов с компонентами волновых векторов от k_1 до k_1+dk_1, от k_2 до k_2+dk_2, от k_3 до k_3+dk_3 равно числу точек в элементарном объеме K-пространства $d\tau=dk_1\cdot dk_2\cdot dk_3$ вблизи точки $\{k_1,k_2,k_3\}$

$$dN = \varphi(k)d\tau(k). \qquad (9)$$

Пусть K-пространство изотропно. Тогда, число точек с волновыми числами от k до $k+dk$ равно числу точек в шаровом слое, ограниченном поверхностями с радиусами k и $k+dk$. Поэтому

$$d\tau(k) = 4\pi k^2dk. \qquad (10)$$

Поскольку все осцилляторы тождественны и различимы, перераспределение энергии между ними должно подчиняться статистике Максвелла-Больцмана. Положим

$$\varphi(k) = \frac{N}{Z}\exp[-\beta u(k)], \qquad (11)$$

где статистическая сумма

$$Z = \sum_{k=0}^{k_{max}}\exp[-\beta u(k)]\Delta\tau(k). \qquad (12)$$

Здесь $u(k)$ – энергия, соответствующая одной точке K-пространства; β=1/χT; χ – постоянная Больцмана; T – температура газа осцилляторов (величина T не имеет отношение к температуре тела).

Возникновение волн разгрузки в металле является результатом взаимодействия электронного газа с

ионной решеткой. Локальное изменение электронного состояния приводит к деформированию кристаллической решетки и возбуждению колебаний атомов-фононов. В связи с этим единичный акт АЭ можно интегрировать как результат электрон-фононного взаимодействия. Вполне естественно сделать предположение, что газ осцилляторов находится в термодинамическом равновесии с электронным газом. К этому выводу приводит совпадение значений энергии осциллятора W_0 и энергии Ферми. Предположим, что температура газа осцилляторов равна температуре Ферми-электронов, и запишем:

$$\beta = \frac{1}{\chi T} = \frac{1}{W_0}. \qquad (13)$$

Введем обозначение

$$x = \beta u(k) = \alpha k, \qquad (14)$$

где

$$\alpha = \frac{(n+\frac{3}{2})h\dot{\xi}}{W_0}. \qquad (15)$$

Из (5) с учетом (13) и (14) найдем

$$f = \frac{W_0}{(n+\frac{3}{2})h} x. \qquad (16)$$

То есть величину x можно рассматривать как безразмерный аналог частоты, ее относительное значение.

Заменяя статистическую сумму (12) интегралом, произведем расчет статистической суммы

$$Z = 4\pi \int_0^{k_{max}} k^2 e^{-ak} dk \cong 4\pi a^{-3} \int_0^{\infty} x^2 e^{-x} dx = 8\pi a^{-3}. \qquad (17)$$

Здесь предел интегрирования должен соответствовать $k_{max}=1/a$, где a – межатомное расстояние. Однако при вычитании, вследствие того, что $x_{max}>>1$, верхний предел интегрирования можно и удобно заменить. Из (8–17) получим

$$dW = \frac{2}{3} W_0 \cdot N \frac{1}{2} x^2 e^{-x} dx. \qquad (18)$$

Принимая во внимание (7), запишем (18) в нормированном виде

$$\Phi(x) = \frac{d}{dx}\left(\frac{W}{W_{AЭ}}\right) = \frac{1}{2} x^2 e^{-x},\ x \in (0,\infty). \qquad (19)$$

Соотношение (19) представляет характеристическую функцию распределения энергии в волновом пакете АЭ. Спектральное распределение получим, заменяя переменную из (16). Согласно (6)

$$u(k_{max}) = (n+\frac{3}{2})h\dot{\xi}k_{max}. \qquad (20)$$

Определим k_{max} из зависимости энергии в единице объема от волнового числа. В силу очевидного равенства $\delta k \delta \xi=1$ можно записать тождество

$$\delta E(k) = \delta E(k) \delta\xi \delta k. \qquad (21)$$

Умножим и разделим правую часть (21) на

$$\delta E(k) = \frac{\delta E(k) \delta \xi^2}{\delta \xi^2} \delta k. \qquad (22)$$

Уравнение сохранения энергии запишем в виде

$$\delta E(k) \delta\xi^3 = \gamma \delta \xi^2. \qquad (23)$$

Из (22) и (23) следует

$$E(k) = \gamma k.$$

При

$$E = \gamma k_{max}. \qquad (24)$$

Подставим (24) в (20)

$$u(k_{max}) = (n+\frac{3}{2})h\dot{\xi}\frac{E}{\gamma}. \qquad (25)$$

Поскольку неопределенность в количестве движения осциллятора

$$\Delta p = p = M\dot{\xi},$$

а неопределенность в координате равна величине смещения из положения равновесия

$$\Delta\xi = \xi,$$

то, согласно соотношения неопределенностей,

$$p\xi = h. \qquad (26)$$

Число рождаемых фононов определим из условия предполагаемого равенства потенциальной энергии возбуждения атомов (25) и потенциальной энергии электронов проводимости, приходящихся на атом, то есть положим, что

$$u(k_{max}) = 2\mu m^* c^2. \qquad (27)$$

Здесь m^* – эффективная масса электрона в решетке; c – скорость электромагнитных волн в вакууме; μ – относительная концентрация электронов проводимости на один атом.

Подставляя (27) в (25) и выражая ξ из (26) и γ из ур. $\gamma\xi^2=M\dot{\xi}^2=(1/3)W_0$, получим

$$f = \frac{3\sqrt{3}}{2} (\mu\eta)^{-1} m \lambda^2 N_A{}^2 A^{-2} (\rho E)^{1/2} x,$$

где f – частота колебаний в моде; μ – относительная концентрация электронов проводимости на один атом; $h=m^*/m$ – относительная эффективная масса электрона; m^* – эффективная масса электрона в решетке; m – масса электрона; N_A – число Авогадро; A – атомная масса; ρ – плотность; λ – длина волны Комптона для электрона; $x=\alpha \cdot k$ – безразмерный аналог частоты; E – энергия газа осцилляторов в единице объёма.

Таким образом, характеризуя объемную плотность энергии межатомных связей модулем нормальной упругости и учитывая, что для большинства металлов эффективная масса электрона близка к массе свободного электрона и что величина концентрации электронов проводимости в металлах близка к концентрации атомов, можно вычислить частоту колебаний фононов в моде или эффективную ширину спектра АЭ.

Обсуждение результатов

Исследования акустического излучения были проведены с помощью модернизированной сва-

рочной головки ГНС-70М при сварке неповоротных стыков трубопроводов из стали 08Х18Н10Т без присадочного материала следующих типоразмеров: ∅6×1мм; ∅6×1,4мм; ∅8,5×2мм; ∅12×1,4мм; ∅20×2мм; ∅22×2мм; ∅35×2,5мм.

Для приёма и обработки сигналов АЭ от составляющих процесса сварки был использован комплекс регистрирующей и измерительной аппаратуры, представленный на рис. 2.

В качестве датчика АЭ использовался широкополосный электроакустический пьезопреобразователь, который устанавливался на свариваемой трубе на расстоянии не менее 240 мм от шва для исключения перегрева и, соответственно, выхода его из строя. Датчик прижимался к трубе с усилием 10...20 Н специальным приспособлением, изготовленным из фторопласта, с целью дополнительного демпфирования рассеянного акустического излучения.

Приём и обработка сигналов АЭ в процессе сварки осуществлялись измерителем акустических сигналов ИАС-4, обеспечивающем в комплекте с самопишущим потенциометром Н338-4П регистрацию параметров АЭ в аналоговой форме.

Для анализа формы и частотного спектра сигналов АЭ, характеризующих природу источников АЭ, был использован анализатор спектра СК4-59, видеосигналы с экрана которого регистрировались с помощью фотокамеры РФК-5.

Амплитудные распределения сигналов АЭ от различных составляющих процесса сварки и дефектообразования, в частности, определение энергетических параметров процесса зарождения непроваров и трещин, получены с помощью амплитудного анализатора АИ-1024-95.

Помимо этого амплитудный анализ сигналов АЭ основного канала осуществлялся по трем уровням дискриминации прибором ИАС-4.

Для оценки шумов от отдельных составляющих процесса записывался уровень АЭ при различных сочетаниях шумовых факторов.



Рис. 2. *Комплекс регистрирующей и измерительной аппаратуры сигналов АЭ при сварке изделий*

К значительным источникам электромагнитных помех относятся наводки внешних электрических цепей и, в частности, контуры заземления, воспринимающие генерируемые источниками питания наводки. Этот шум налагается на электрический сигнал пьезопреобразователея и может быть

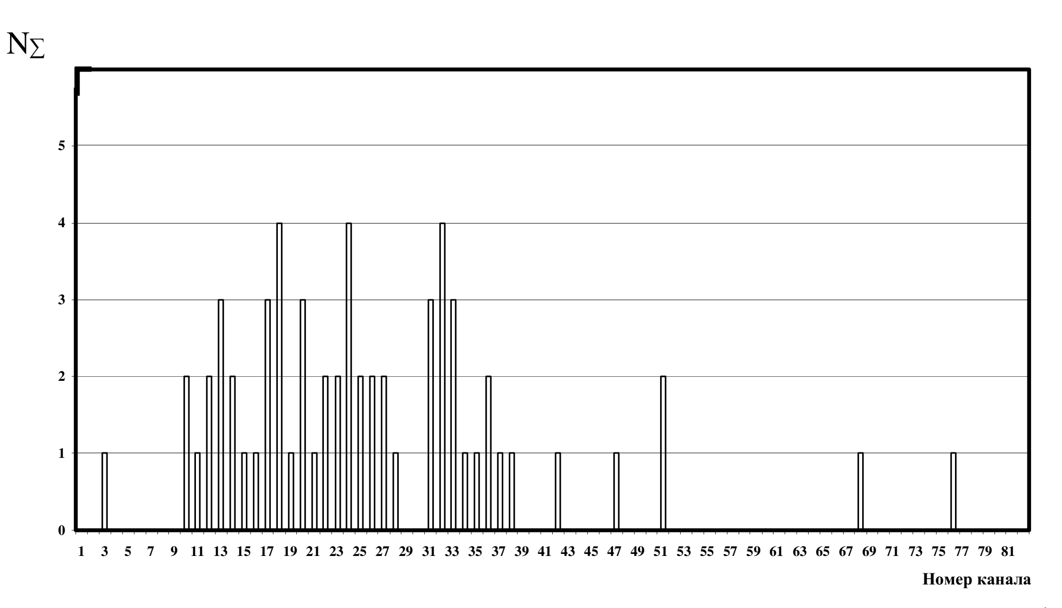


Рис. 3. *Амплитудное распределение сигналов АЭ при наличии электромагнитных помех. Время цикла 55,5 с (2 об.)*

причиной больших затруднений при регистрации, измерении и анализе упругой механической волны. Выяснилось, что амплитуда сигнала АЭ от налагаемых на полезный электрический сигнал электромагнитных помех находилась в интервале от 0 до 8 дБ. Из гистограммы (рис. 3) следует, что одиночные импульсы АЭ от электромагнитных помех регистрируется в 75 канале анализатора АИ-1024-95 с амплитудой 375,76 мВ. Внешний вид помех представляет собой непрерывный шумоподобный стохастичский сигнал, присутствующий на протяжении всего процесса сварки.

Шум защитного газа аргона из горелки записывался при выключенном токе и отключенной сварочной головке ГНС-70М. При этом значения амплитуд сигналов АЭ от истечения защитного газа располагались в интервале от 0 до 2 дБ.

Акустическая эмиссия от движения механизмов перемещения сварочной головки регистрировались при включенных механизмах вращения планшайбы и подачи присадочной проволоки. При этом горение дуги в потоке защитного газа отсутствовало. Уровень зарегистрированных шумов от движения механизмов сварочной головки составил



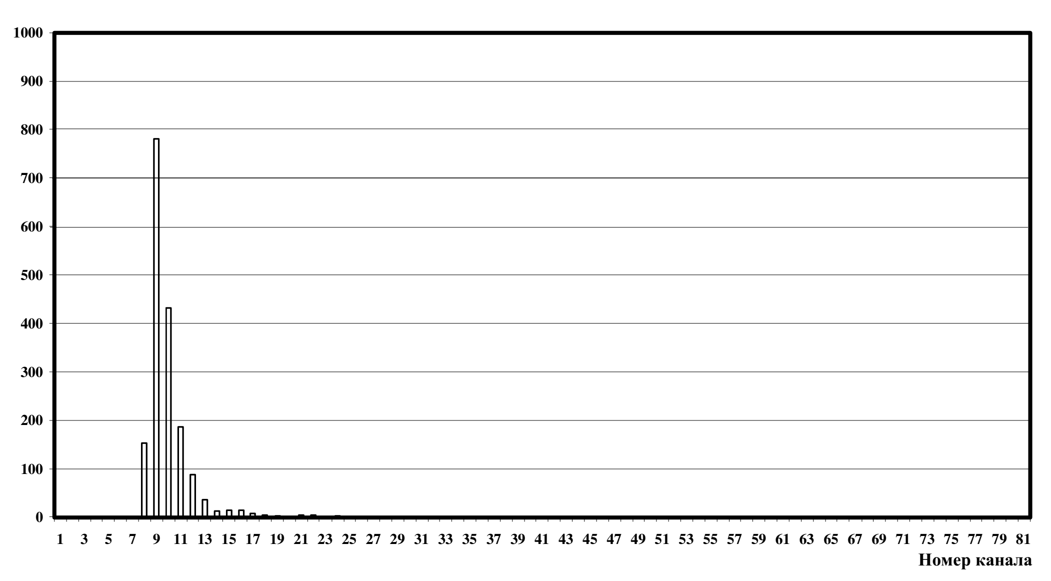


Рис. 4. *Амплитудное распределение сигналов АЭ от механического движения сварочной головки. Время цикла 55,5 с. $L_{дат}$=240 мм*

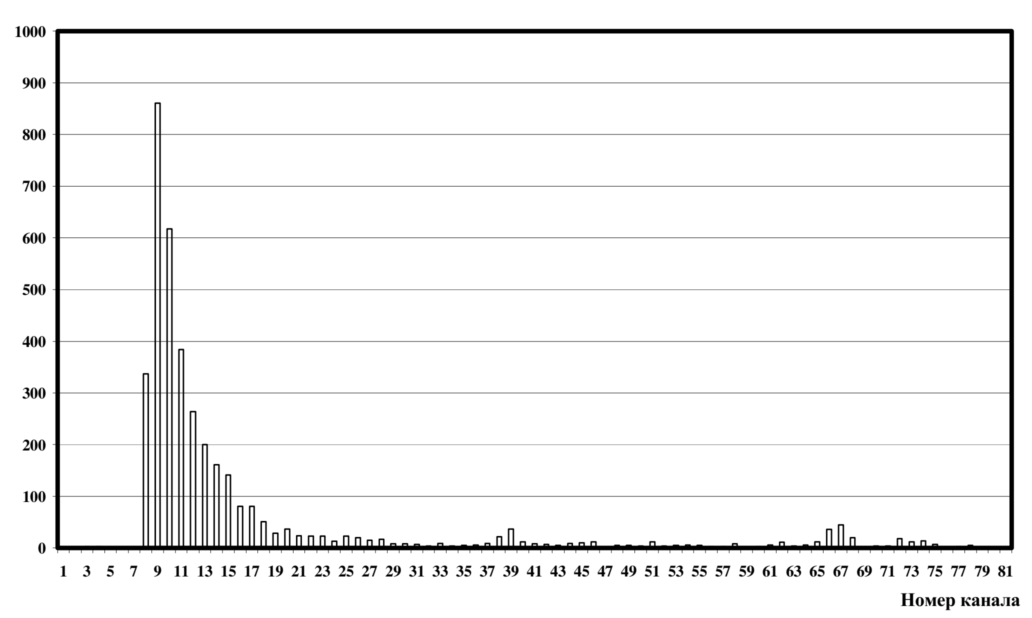


Рис. 5. *Амплитудное распределение сигналов АЭ от горения сварочной дуги на медной трубе с поддувом Ar. Время цикла 55,5 с (2 об.), $I_{св}$=40 А, $L_{дат}$=240 мм*

от 2 до 6 дБ. Из гистограммы (рис. 4) следует, что основное число импульсов АЭ-780 – от шумов механизмов распределено в 9-м канале анализатора АИ-1024-95 с амплитудой 43,92 мВ.

Совместный шум защитного газа и горящей дуги исследовался при зажигании последней на медной трубе ∅20×2 мм. Из-за высокой теплопроводности меди плавление основного металла полностью исключалось. В процессе исследования выявилось, что амплитуда сигнала АЭ от горения дуги в потоке защитного газа составляет от 3 до 9 дБ. В энергетическом отношении параметры горения эквивалентны параметрам шумов от движения механизмов, однако число импульсов АЭ с амплитудой 43,92 мВ выше и составляет 861 (рис. 5). Кроме того, дополнительно в 67 канале анализатора зарегистрировано 45 импульсов с амплитудой 326,96 мВ.

Акустическую эмиссию плавящегося и кристаллизующегося основного металла совместно с эмиссией от истечения защитного газа и горящей дуги регистрировали с продвижением электрода, при этом амплитуда сигналов АЭ составила от 13 до 18 дБ. Из гистограммы (рис. 6) следует, что число импульсов с амплитудой 43,92 мВ увеличилось до 933 и произошла их регистрация вплоть до 79 канала с амплитудой 385,52 мВ. Из рис. 7 видно, что чи-

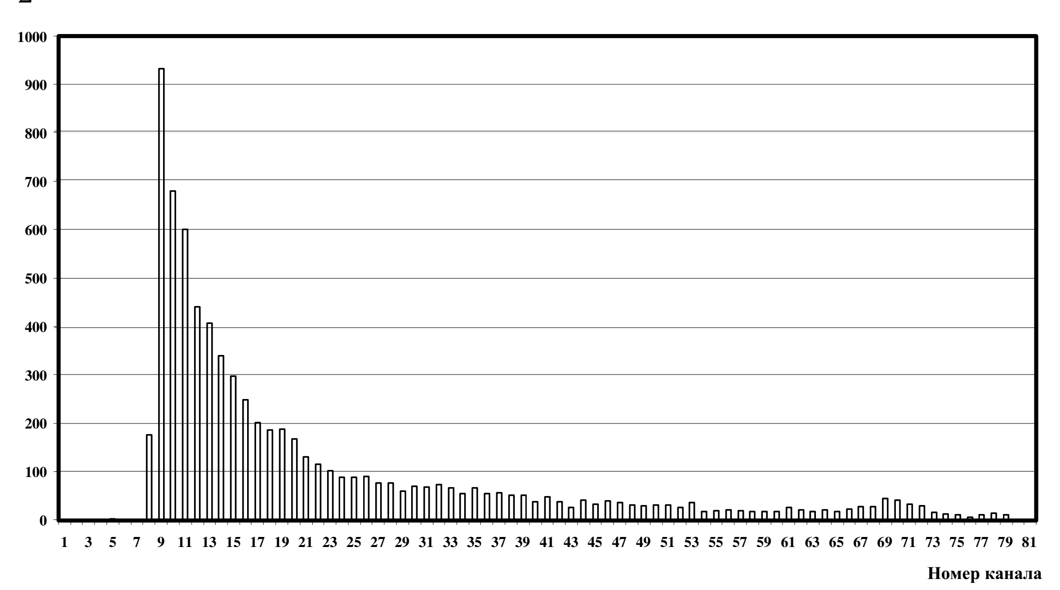


Рис. 6. *Амплитудное распределение сигналов АЭ от процессов плавления и кристаллизации металла сварного шва. Время цикла 55,5 с (2 об.), $I_{св}$=48 А, $L_{дат}$ = 240 мм*

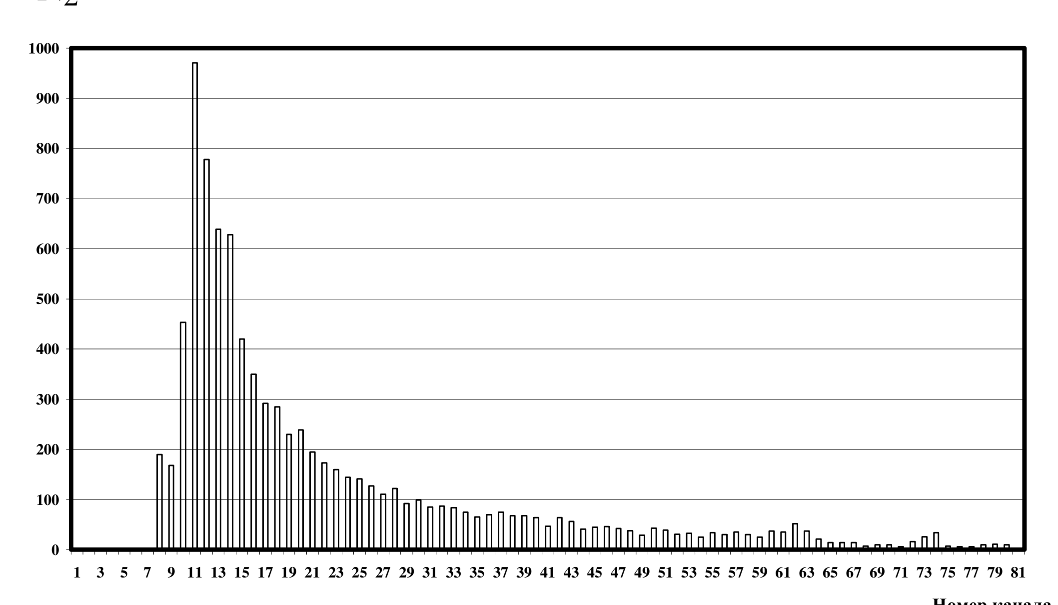


Рис. 7. *Амплитудное распределение сигналов АЭ от процессов плавления и кристаллизации металла сварного шва. Время цикла 55,5 с (2 об.), $I_{св}$=46 А, $L_{дат}$ = 240 мм*

сло импульсов в 11-м канале с амплитудой 53,68 мВ достигло 971. Кроме того, начиная с 39 по 73 каналы анализатора, наблюдается равномерное заполнение их импульсами (N_{Σ}~30), что свидетельствует о протекании коллективных процессов, связанных с плавлением и кристаллизацией (рис. 6, 7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Апасов А.М., Апасов А.А. Механизм зарождения, формирования и диагностика непровара в процессе сварки. Ч. 1 // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308. – № 1. – С. 158–162.
2. Тверской В.С. К инженерному расчету энергетического спектра акустической эмиссии // Дефектоскопия. – 1981. – № 4. – С. 62–67.
3. Апасов А.М. Анализ разрушения сварных соединений в процессе сварки // Дефектоскопия. – 1996. – № 10. – С. 24–30.
4. Апасов А.М. Моделирование разрушения сварных соединений при сварке с использованием явления акустической эмиссии // Неразрушающий контроль и диагностика: Тез. докл. 15-го Росс. научно-техн. конф. – М.: 1999. – Т. 2. – С. 114.

УДК 621.791.2